

Проявление зонной структуры в туннельных характеристиках материалов с малыми энергиями Ферми

А.И. Хачатуров

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: khach@hsts.fti.ac.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 12 июля 2004 г.

Исследовано идеальное поведение туннельных характеристик контактов металл–изолятор–металл, у которых фермиевские энергии электродов не превышают 1,5–2,0 эВ. Показано, что в этом случае, вопреки общепринятым положениям электронной туннельной спектроскопии, зонная структура электродов оказывает существенное влияние на туннельные характеристики. Так, зависимость дифференциальной туннельной проводимости $\sigma(V)$, рассчитанная для симметричного прямоугольного барьера, асимметрична. Кроме того, при напряжении смещения eV , равном разнице фермиевских энергий электродов, наблюдается скачок проводимости, не чувствительный к температурному размытию. Показано, что соответствующая скачку особенность во второй производной тока по напряжению может проявляться даже в случае традиционных металлических электродов с энергиями Ферми порядка нескольких электрон-вольт.

Досліджено ідеальне поведіння тунельних характеристик контактів метал–ізолятор–метал, у яких ферміївські енергії електродів не перевищують 1,5–2,0 еВ. Показано, що в цьому випадку, всупереч загальноприйнятим положенням електронної тунельної спектроскопії, зонна структура електродів має суттєвий вплив на тунельні характеристики. Так, залежність диференційної тунельної провідності $\sigma(V)$, яка розрахована для симетричного прямокутного бар'єру, асиметрична. Крім того, при напрузі зміщення eV , що дорівнює різниці ферміївських енергій електродів, спостерігається стрибок провідності, не чутливий до температурного розмиття. Показано, що відповідна стрибку особливість у другій похідній струму по напрузі може виявлятися навіть у випадку традиційних металевих електродів з енергіями Фермі порядку декілька електрон-вольт.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Rw

1. Введение

Для электронной туннельной спектроскопии, как, впрочем, и для любого другого спектроскопического метода, проблема определения идеального поведения собственных характеристик играет принципиально важную роль. Для случая, когда обкладками туннельного контакта являются фермиевские металлы, находящиеся в нормальном состоянии, эта проблема была решена уже к началу семидесятых годов прошлого века [1–4]. В результате детальных исследований было установлено, что зависимость дифференциальной туннельной проводимости $\sigma(V) =$

$= dI/dV$ от напряжения смещения на переходе V в промежуточной области напряжений, когда eV уже не мало, но меньше высоты туннельного барьера, имеет вид параболы, сдвинутой относительно нуля напряжений, причем величина сдвига V_{shift} определяется исключительно асимметрией потенциального барьера $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, где ϕ_1 и ϕ_2 — высоты барьера по разные стороны туннельного контакта. Электронные свойства электродов, в частности значения их фермиевских энергий, не оказывают существенного влияния на форму кривых $\sigma(V)$. Их поведение полностью определяется барьерными параметрами. Именно по этой причине они и получили в литерату-

ре название «барьерных характеристик». В дальнейшем практика туннельных исследований [5–7] полностью подтвердила справедливость выводов, сделанных в [1–4]. Достаточно сказать, что параболическое возрастание дифференциальной туннельной проводимости $\sigma(V)$ в промежуточной области напряжений играет роль критерия, который рассматривается как доказательство того, что основным механизмом, ответственным за перенос заряда между электродами, находящимися в нормальном состоянии, является туннелирование.

Однако обсуждаемые положения о поведении идеальных характеристик были разработаны для традиционных металлов с энергиями Ферми порядка нескольких электрон-вольт. Поэтому их использование при исследовании новых материалов, например металлооксидных сверхпроводников, некорректно. Впервые на это обстоятельство обратили внимание в [8,9], где было показано, что, если фермиевские энергии обоих электродов малы, зависимость $\sigma(V)$ перестает быть монотонно-возрастающей функцией, и в области нулевых смещений должен наблюдаться пик проводимости. В настоящей работе показано, что при определенном сочетании барьерных параметров электронные характеристики могут не только оказать существенное влияние на поведение $\sigma(V)$ в целом, но и привести к острой локальной особенности на этой кривой.

2. Нулевая температура

Для начала рассмотрим случай нулевых температур $T = 0$. Будем считать, что туннелирование носит зеркальный характер, т.е. при переходе из начального электрода в конечный электрон сохраняет свою полную энергию E и поперечную составляющую квазиимпульса k_{\perp} . На рис. 1,а представлено обратное пространство начального электрода, энергия Ферми которого E_{F_1} меньше энергии Ферми конечного электрода E_{F_2} . В этом случае при напряжении V все движущиеся к границе электроны ($k_z > 0$), расположенные в сферическом слое $E_{F_1} - eV < E < E_{F_1}$ (заштрихованная область), могут принять участие в туннелировании. Их импульс k_z изменяется от 0 до k_{F_1} , поэтому интегрирование по энергии E_z в выражении для туннельного тока производится от 0 до E_{F_1} [8,9]:

$$I(V) = K \left\{ \int_{E_{F_1} - eV}^{E_{F_1}} (E_{F_1} - E_z) P(E_z, V) dE_z + \int_0^{E_{F_1} - eV} P(E_z, V) dE_z \right\}, \quad (1)$$

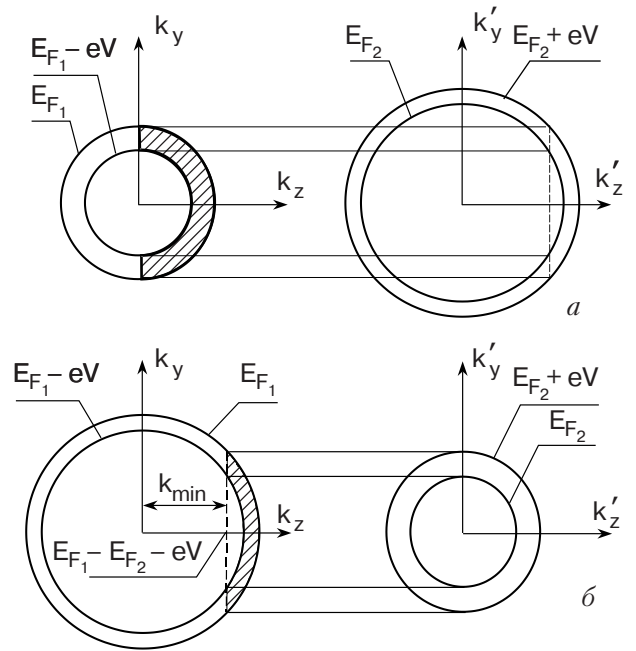


Рис. 1. Обратное пространство начального и конечного электродов при напряжении смещения на туннельном контакте V : а) радиус Ферми начального электрода k_{F_1} не превышает радиус Ферми конечного электрода k_{F_2} , поэтому все электроны из сферического слоя $E_{F_1} - eV < E < E_{F_1}$, движущиеся к границе $k_z > 0$ (заштрихованная область), имеют возможность принять участие в туннелировании; б) $k_{F_1} > k_{F_2}$, поэтому принять участие в туннелировании могут лишь электроны с $E_z \geq E_{F_1} - E_{F_2} - eV$.

где $K = 4\pi m e / \hbar^3$, $P(E_z, V)$ — прозрачность туннельного барьера, m — эффективная масса электрона, которую для простоты во всех трех составляющих туннельного контакта полагаем равной массе свободного электрона.

Если энергия Ферми начального электрода E_{F_1} превышает энергию Ферми конечного E_{F_2} , то при напряжениях смещения $eV < E_{F_1} - E_{F_2}$ в туннелировании участвуют лишь электроны, расположенные в сферическом слое $E_{F_1} - eV < E < E_{F_1}$, импульс которых превышает значение $k_{\min} = 2m \times \sqrt{E_{F_1} - E_{F_2} - eV} / \hbar$, т.е. удовлетворяет неравенству $k_{\min} < k_z < k_{F_1}$ (область их расположения на рис. 1,б заштрихована). Интегрирование в этом случае производится от $E_{F_1} - E_{F_2} - eV$ до E_{F_1} :

$$I(V) = K \left\{ \int_{E_{F_1} - eV}^{E_{F_1}} (E_{F_1} - E_z) P(E_z, V) dE_z + eV \int_{E_{F_1} - E_{F_2} - eV}^{E_{F_1} - eV} P(E_z, V) dE_z \right\}, \quad eV < E_{F_1} - E_{F_2}. \quad (2)$$

При $eV > E_{F_1} - E_{F_2}$ выражение для туннельного тока совпадает с формулой (1).

Дифференцируя (1) и (2) по напряжению V , находим аналитическое выражение для дифференциальной проводимости, которое в случае $E_{F_1} \leq E_{F_2}$ состоит из двух слагаемых:

$$\sigma(V) = K[\sigma_1(V) + \sigma_2(V)], \quad (3)$$

где

$$\sigma_1(V) = e \int_0^{E_{F_1} - eV} \left(P(E_z, V) + V \frac{\partial P}{\partial V} \right) dE_z,$$

$$\sigma_2(V) = \int_{E_{F_1} - eV}^{E_{F_1}} (E_{F_1} - E_z) \frac{\partial P}{\partial V} dE_z,$$

а в случае $E_{F_1} > E_{F_2}$ содержит три слагаемые:

$$\sigma(V) = K[\sigma_1(V) + \sigma_2(V) + \sigma_3(V)], \quad (4)$$

где

$$\sigma_3(V) = e^2 V P(E_{F_1} - E_{F_2} - eV, V) \times \Theta(E_{F_1} - E_{F_2} - eV),$$

здесь $\Theta(E_{F_1} - E_{F_2} - eV)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

Анализируя формулу (4), видим, что при напряжении смещения $V_{\text{jump}} = (E_{F_1} - E_{F_2})/e$ следует ожидать появления скачка, абсолютная величина которого прямо пропорциональна произведению разности фермиевских энергий $\Delta E_F = E_{F_1} - E_{F_2}$ электродов на величину прозрачности барьера $P(0, V_{\text{jump}})$ для электронов, лежащих на дне зоны проводимости:

$$\Delta\sigma_1 = Ke\Delta E_F P(0, V_{\text{jump}}). \quad (5)$$

Высота барьера для электронов на дне зоны проводимости складывается из двух слагаемых:

$$\phi_1 = \phi_1 + E_{F_1}, \quad (6)$$

где ϕ_1 — высота барьера, измеряемая от уровня Ферми. Поэтому абсолютная величина скачка быстро убывает с ростом фермиевской энергии E_{F_1} . Чтобы оценить относительную величину эффекта, воспользуемся приближенной формулой (7) из работы [4], согласно которой квадратичное возрастание проводимости для прямоугольного барьера $\phi = \phi_1 = \phi_2$ можно представить как

$$\Delta\sigma_2 \approx \frac{3}{32} \frac{A_d}{\sqrt{\phi}} Ke\Delta E_F^2 \exp\left(-\frac{3}{2} A_d \sqrt{\phi}\right), \quad (7)$$

где $A_d = 4d\sqrt{2m}/3\hbar$. Относительная величина эффекта η обратно пропорциональна разности ΔE_F

$$\eta = \frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2} \approx \frac{3}{32} \frac{\sqrt{\phi}}{A_d \Delta E_F} \frac{P\left(0, \frac{\Delta E_F}{e}\right)}{\exp\left(\frac{3}{2} A_d \sqrt{\phi}\right) + P\left(0, \frac{\Delta E_F}{e}\right)}, \quad (8)$$

поэтому, для того чтобы эффект был заметен на общем фоне зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, необходимо, чтобы ΔE_F было невелико. Полагая $\Delta E_F \ll 4\phi$, имеем

$$P\left(0, \frac{\Delta E_F}{e}\right) \approx \exp\left(-\frac{3}{2} A_d \sqrt{\phi + E_{F_1}}\right)$$

и

$$\eta \approx \frac{3}{32} \frac{\sqrt{\phi}}{A_d \Delta E_F} \frac{\exp\left(-\frac{3}{2} A_d \sqrt{\phi + E_{F_1}}\right)}{\exp\left(-\frac{3}{2} A_d \sqrt{\phi}\right) + \exp\left(-\frac{3}{2} A_d \sqrt{\phi + E_{F_1}}\right)}. \quad (9)$$

Для туннельных контактов, образованных на обычных металлах, у которых фермиевские энергии электродов превышают высоту туннельного барьера на несколько электрон-вольт, величина η имеет пренебрежимо малое значение. Однако, если электроды обладают энергиями Ферми порядка одного-двух электрон-вольт, являясь, допустим, металлооксидными сверхпроводниками, величина исследуемого скачка может быть вполне заметной. Так, для того чтобы относительная величина скачка была больше η , необходимо, чтобы фермиевские энергии электродов не превышали значения

$$E_F < \left[\sqrt{\phi} - \frac{2}{3A_d} \ln \left(\frac{3}{32} \frac{\eta}{1 - \eta} \frac{A_d \Delta E_F}{\sqrt{\phi}} \right) \right]^2 - \phi. \quad (10)$$

Неравенство (10) может быть использовано в качестве определения того, какие значения фермиевских энергий следует считать малыми. Так, для туннельного контакта толщиной $d = 10 \text{ \AA}$ и высотой $\phi_1 = \phi_2 = 4 \text{ эВ}$ скачок должен превышать десять процентов, $\eta > 0,1$, при условии, что $E_F < 1,75 \text{ эВ}$.

На рис. 2 представлены результаты расчета дифференциальной проводимости $\sigma(V)$, проведенные в рамках модели ВКБ, выражение для прозрачности туннельного барьера в которой задается формулой

$$P(E_z, V) = \exp \left\{ -\frac{2e}{\hbar} \int_0^d 2m\sqrt{\phi(z, V) - E_z} dz \right\},$$

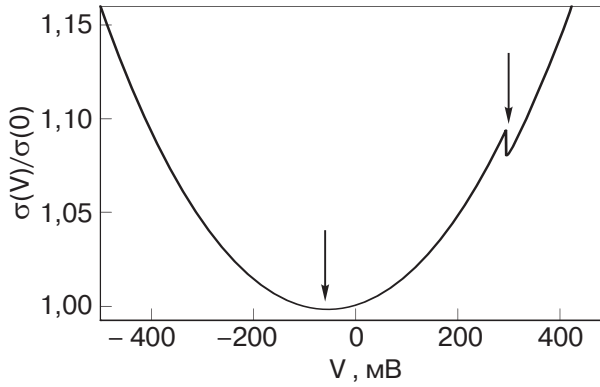


Рис. 2. Дифференциальная проводимость туннельного контакта, электроды которого обладают малыми энергиями Ферми $E_{F_1} = 1,8$ эВ и $E_{F_2} = 1,5$ эВ, рассчитанная для симметричного прямоугольного барьера $\phi_1 = \phi_2 = 4$ эВ толщиной $d = 10$ Å. Приведенная кривая асимметрична: левая стрелка показывает положение минимума $V_{\text{shift}} \approx 55$ мВ; правая — положение локальной зонной особенности, имеющей место при $V_{\text{jump}} = (E_{F_1} - E_{F_2})/e$.

где d — толщина туннельного барьера, а $\phi(z, V) = \phi_1 + (\phi_1 - eV - \phi_2)z/d$ и $\phi_2 = \phi_2 + E_{F_1}$ (напомним, что все энергетические величины в формулах (1)–(4) отсчитываются от дна зоны проводимости начального электрода). Значения барьерных параметров принимали равными: $E_{F_1} = 1,8$ эВ, $E_{F_2} = 1,5$ эВ, $d = 10$ Å, $\phi_1 = \phi_2 = 4$ эВ. Обратим внимание на то, что кривая на рис. 2 асимметрична — ее минимум сдвинут относительно нуля напряжений на величину $V_{\text{shift}} \approx 55$ мВ. Поскольку при ее расчете использован симметричный прямоугольный барьер, указанная асимметрия может быть обусловлена лишь различием в электронной плотности состояний исследуемых материалов. Как и ожидалось, в зависимости $\sigma(V)$ при напряжении V_{jump} может проявляться скачок проводимости, величина которого достаточна для того, чтобы оказывать влияние на поведение кривой дифференциальной туннельной проводимости $\sigma(V)$ в целом.

3. Конечные температуры

Рассмотрим случай конечных температур $T \neq 0$. Можно показать, что если в результате температурного возбуждения электрон окажется в состоянии с $k_z > k_{\text{min}} = 2m \sqrt{E_{F_1} - E_{F_2} - eV/\hbar}$, то он будет иметь возможность принять участие в туннелировании, а если $k_z < k_{\text{min}}$, то нет. То есть плоскость $k_z = 2m \sqrt{E_{F_1} - E_{F_2} - eV/\hbar} = \text{const}$ по-прежнему делит обратное пространство на две области. Справа от нее расположены состояния, из которых возможно туннелирование, а слева — невозможно. Поэтому в отличие от соответствующего выражения, приведенного в [5], в рассмотренном случае нижний предел интегрирования по E_{\parallel} в формуле для туннельного тока равен нулю лишь при $eV > E_{F_1} - E_{F_2}$:

$$I(V, T) = \frac{2e}{h} \int_{L(V)}^{\infty} dE_z P(E_z, V) \times \int_0^{\infty} dE_{\parallel} [f(E_{\parallel} + E_z, T) - f(E_{\parallel} + E_z + eV, T)], \quad (11)$$

где $L(V) = (E_{F_1} - E_{F_2} - eV)\Theta(E_{F_1} - E_{F_2} - eV)$, $f(E, T)$ — функция распределения Ферми–Дирака. После интегрирования по E_{\parallel} имеем

$$I(V, T) = KkT \int_{L(V)}^{\infty} dE_z P(E_z, V) \times \ln \left\{ \frac{1 + \exp[-(E_z - E_{F_1})/kT]}{1 + \exp[-(E_z - E_{F_1} + eV)/kT]} \right\}. \quad (12)$$

Без потери точности верхний предел в этой формуле можно заменить конечной величиной $E_{F_1} + \eta(T)$, где $\eta(T) \gg kT$. Продифференцируем (12) по V и представим полученную дифференциальную проводимость $\sigma(V, T)$ в виде, аналогичном формуле (4):

$$\sigma(V, T) = K[\sigma_1(V, T) + \sigma_2(V, T) + \sigma_3(V, T)], \quad (13)$$

где

$$\sigma_1(V) = \left[eV \int_{E_{F_1} - E_{F_2} - eV}^{E_{F_1} - \eta(T) - eV} \frac{\partial P}{\partial V} dE_z + \int_{E_{F_1} - \eta(T) - eV}^{E_{F_1} - \eta(T)} (E_{F_1} - E_z) \frac{\partial P}{\partial V} dE_z \right] + kT \left\{ \int_{E_{F_1} - \eta(T)}^{E_{F_1} + \eta(T)} \frac{\partial P}{\partial V} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{F_1} - E_z}{kT} \right) \right] dE_z - \int_{E_{F_1} - \eta(T) - eV}^{E_{F_1} + \eta(T) - eV} \frac{\partial P}{\partial V} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{F_1} - E_z - eV}{kT} \right) \right] dE_z \right\},$$

$$\sigma_2(V, T) = ekT \left\{ \int_{E_{F_1} - eV - \eta(T)}^{E_{F_1} - eV + \eta(T)} P(E_z, V) \frac{\exp [-(E_z - E_{F_1} + eV)/kT]}{1 + \exp [-(E_z - E_{F_1} + eV)/kT]} dE_z + \int_{L(V)}^{E_{F_1} - eV - \eta(T)} P(E_z, V) dE_z \right\},$$

$$\sigma_3(V, T) = ekTP(E_{F_1} - E_{F_2} - eV, V) \ln \left\{ \frac{1 + \exp [(E_{F_2} + eV)/kT]}{1 + \exp [E_{F_2}/kT]} \Theta (E_{F_1} - E_{F_2} - eV) \right\}.$$

Отметим, что если E_{F_2} не очень мало, допустим, $E_{F_2} > 50$ мэВ, то даже при комнатных температурах выполняется условие $\exp (E_{F_2}/kT) \gg 1$, в результате чего слагаемое $\sigma_3(V, T)$ в формуле (13), отвечающее за скачок на зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, практически совпадает с аналогичным слагаемым в формуле (4). Это означает, что рассматриваемая особенность $\sigma(V)$ оказывается не чувствительной к температурному размытию. Действительно, кривые 1 и 2 на рис. 3, рассчитанные для гелиевой $T = 4,2$ К и комнатной $T = 295$ К температур отличаются лишь тем, что немного сдвинуты относительно друг друга по оси ординат. О локальных особенностях, не чувствительных к температуре, уже отмечалось в работе [10]. Подчеркнем, что такое поведение весьма нетривиально, поскольку в туннельной спектроскопии обычно рассматривают эффекты, обусловленные взаимодействием туннелирующего электрона с различными типами возбуждений, которые на-

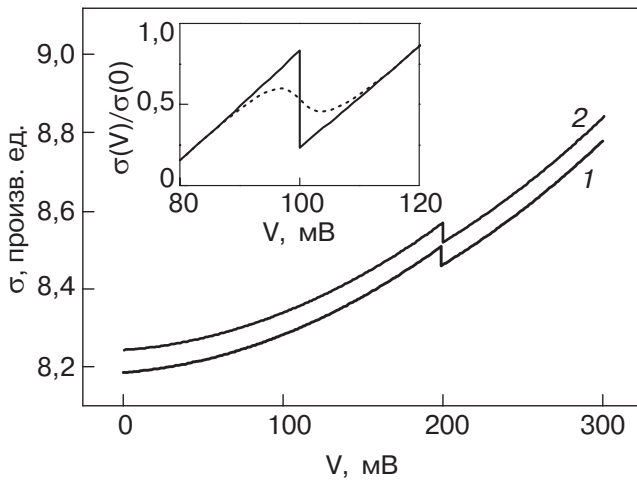


Рис. 3. Зависимости $\sigma(V)$, рассчитанные для температур 4,2 К (кривая 1) и 295 К (кривая 2), демонстрируют устойчивость локальной зонной особенности к температурному размытию. Фиксированные расчетные параметры полагали равными: $E_{F_1} = 2,0$ эВ, $E_{F_2} = 1,8$ эВ, $\phi_1 = \phi_2 = 4$ эВ, $d = 10$ Å. На вставке показано влияние конечного времени жизни электрона вблизи поверхности Ферми на остроту зонной особенности при $\Gamma = 0$ (—) и $\Gamma = 5$ мэВ (····). Фиксированные параметры полагали равными: $E_{F_1} = 1,6$ эВ, $E_{F_2} = 1,5$ эВ, $\phi_1 = \phi_2 = 4$ эВ, $d = 10$ Å.

блюдаются как в электродах, так и внутри барьера. Поскольку в этих процессах электрон стартует с уровня Ферми одного металла и финиширует на уровне Ферми другого, наличие низких температур — необходимое условие для их наблюдения. В нашем же случае острота исследуемой особенности связана с размытием плоскости $k_{\min} = 2m\sqrt{E_{F_1} - E_{F_2} - eV}/\hbar = \text{const}$, которая прямым образом не зависит от температуры.

4. Учет конечного времени жизни на электронных состояниях

Граница между туннелирующими и не туннелирующими электронами может быть размазана из-за конечных времен жизни частиц в начальном и конечном состояниях. Учет этого размытия проводим по формуле

$$\sigma_{\text{smear}}(V) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\Gamma}{[E^2 + \Gamma^2]} \sigma(V, E) dE, \quad (14)$$

$$\sigma(V, E) = K[\sigma_1(V) + \sigma_2(V) + eVP(E_{F_1} - E_{F_2} - eV + E, V)\Theta(E_{F_1} - E_{F_2} - eV + E)],$$

где Γ — энергетический параметр, связанный с временем жизни частицы на электронном состоянии τ

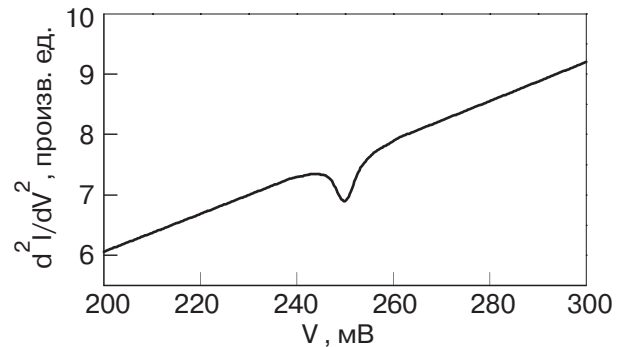


Рис. 4. Зависимость второй производной d^2I/dV^2 от напряжения смещения на переходе V , рассчитанная для значений барьерных параметров $\phi_1 = \phi_2 = 4$ эВ, $d = 10$ Å и $\Gamma = 2$ мэВ. Локальная зонная особенность хорошо разрешается на общем фоне приведенной характеристики, несмотря на то что фермиевские энергии электродов не малы: $E_{F_1} = 3,75$ эВ, $E_{F_2} = 3,5$ эВ.

соотношением $\Gamma = \hbar/\tau$, в наших расчетах полагался постоянным.

На вставке к рис. 3 показано, что исследуемый эффект весьма чувствителен к значению параметра Γ , т.е. для наблюдения четкого скачка в туннельной проводимости требуются чистые материалы. Однако если условие чистоты выполнено, то, как показано на рис. 4, исследуемая особенность остается вполне заметной на общем фоне зависимости d^2I/dV^2 от V , даже когда обкладки туннельного контакта изготовлены из материалов с энергиями Ферми порядка нескольких вольт.

5. Заключение

Общеизвестно, что электронная плотность состояний отражается в туннельных характеристиках сверхпроводников. Благодаря этому обстоятельству туннелирование сыграло ключевую роль в понимании механизма сверхпроводимости. Однако для нормальных металлических электродов вопрос влияния их зонной структуры на туннельные характеристики не является столь очевидным. В классической работе [1] в рамках модели независимых электронов Харрисон показал, что в ВКБ приближении электронная плотность состояний не должна проявляться в туннельных кривых, поскольку одномерная плотность состояний $N(E_z) \propto (\partial E/\partial k_z)^{-1}$ полностью сокращается с предэкспоненциальным множителем, содержащемся в выражении для прозрачности туннельного барьера. В настоящей статье показано, что вывод Харрисона справедлив лишь для электродов с большими энергиями Ферми, для которых неравенство (10) заведомо невыполнимо. Для туннельных контактов, у которых в качестве электродов используются проводники с малыми энергиями Ферми (меньше 2 эВ), в зависимости от барьерных параметров неравенство (10) может быть как выполнимо (высокие и тонкие барьеры), так и нет (широкие и низкие барьеры). Выполнение условия (10) означает, что в формировании туннельного тока существенную роль играют электроны с ненулевыми составляющими поперечного импульса k_{\parallel} , в результате чего в туннельных характеристиках получает возможность проявиться связанная с ней двумерная плотность состояний $N(E_{\parallel}) \propto (\partial E/\partial k_{\parallel})^{-1}$. В туннельной проводимости симметричных контактов $E_{F_1} = E_{F_2}$ при этом возможно наблюдение аномального нулевого пика проводимости [8], а в несимметричных $E_{F_1} \neq E_{F_2}$ — локальной особенности при напряжении смещения на переходе $V_{\text{jump}} = (E_{F_1} - E_{F_2})/e$. На наш взгляд,

это обстоятельство отчасти объясняет многообразие экспериментальных данных, наблюдаемое в туннельных исследованиях металлооксидных соединений.

Автор благодарит М.А. Белоголовского, Ю.В. Медведева и В.М. Свистунова за полезные замечания и обсуждения результатов работы.

1. W.A. Harrison, *Phys. Rev.* **123**, 85 (1961).
2. R. Stratton, *J. Phys. Chem. Solids* **23**, 1177 (1962).
3. J.G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 2581 (1963).
4. W.F. Brinkman, R.C. Dynes, and J.M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
5. К.Б. Дюк, в кн.: *Туннельные явления в твердых телах*, Э. Бурштейн, С. Лундквист (ред.), Мир, Москва (1973), с. 36.
6. В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, *Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах*, Наукова думка, Киев (1986).
7. Е.Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Наукова думка, Киев (1990).
8. В.М. Свистунов, А.И. Хачатуров, М.А. Белоголовский, О.И. Черняк, *ФНТ* **22**, 605 (1996).
9. А.И. Khachaturov, М.А. Belogolovskii, and V.M. Svis-tunov, *Proc. 21st Intern. Conf. on Low Temperature Physics*, Prague (1996), *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S2, 1031 (1996).
10. А.И. Хачатуров, *ЖЭТФ* **118**, 622 (2000).

Manifestation of the band structure in tunnel characteristics of materials with low Fermi energies

A.I. Khachaturov

The ideal behavior of tunnel characteristics of metal–insulator–metal junctions in which the electrode Fermi energies are less than 1.5–2.0 eV has been studied. It is shown that in this case the electrode band structure can radically alter the shape of the tunnel characteristics, contrary some generally accepted propositions of the electron tunnel spectroscopy. For example, the dependence of differential conductance on bias voltage calculated for a symmetrical rectangular barrier is asymmetrical. Moreover, there occurs a conductance jump when bias voltage eV is equal to the difference of the electrode Fermi energies. A distinctive property of the jump is its insensitivity to the temperature smearing. The correspondent singularity in the second derivative of tunnel current with respect to the bias voltage is shown be remarkable even in the case where the Fermi energies of metal electrodes are about several electron-volts.